

УДК 538.221

Ю.І. Джежеря, О.П. Кузь, Н.П. Дроба

ВИКОРИСТАННЯ ЕЛЕМЕНТІВ ДОМЕННИХ СТРУКТУР ФЕРИТГРАНАТОВИХ ПЛІВОК У ТРАНСПОРТУВАННІ МАГНІТНИХ МІКРО-ЧАСТИНОК**Вступ**

У сучасних технологіях зі створення впорядкованих мікро- та наносистем принциповою є проблема керованого транспортування матеріалу для побудови їх структурних елементів та високої точності позиціонування в дво- або тривимірному просторі.

Іншою проблемою вважається розпізнання та транспортування певних мікрочастинок до заданого місця призначення. У цьому випадку селекція відбувається із врахуванням фізичних властивостей мікрооб'єктів.

Якщо зазначені частинки мають високі магнітні показники, то для роботи з ними доцільно використовувати прилади, керовані магнітним полем. Одними з перших ці прилади використали Ф.Г. Крик і А.Ф. Хагес [1] для досліджень на біологічних об'єктах. Надалі такі системи отримали назву магнітних пінцетів.

Традиційні джерела магнітного поля в магнітних пінцетах – дроти із струмом, соленоїди та інші – порівняно з мікрочастинками мають великі розміри. Тому створення за їх допомогою ефективних магнітних пасток з високою роздільною здатністю становить нездійсненну задачу. Адже за умови далеко діючого характеру магнітного поля вплив такого джерела майже неможливо скерувати на певну магнітну частинку. Інша негативна особливість полягає в малих градієнтах магнітних полів від таких джерел. Ці поля діють на магнітну частинку з відносно малою силою. Тому для забезпечення достатнього впливу доводиться значно підвищувати напруженість магнітного поля і використовувати великі струми.

Існує інший підхід у вирішенні цієї проблеми. Неоднорідності в намагніченості феромагнетика, як відомо, є джерелом магнітного поля, величина якого згасає на характерній відстані, що приблизно дорівнює масштабу неоднорідності. Тому магнітна пастка з високим ступенем локалізації може бути створена в області, де розподіл намагніченості має великий

градієнт. Такі системи можна створити штучно, застосовуючи висококоерцитивні постійні магніти і зводячи їх у контакт при опозиційній орієнтації намагніченості [2, 3]. Якщо перехідний прошарок між опозиційно намагніченими берегами буде достатньо тонким, то можна створювати локальні ділянки з магнітним полем, амплітуда якого сягає кілька десятків кілоерстед.

Проте така система застосовна для задач захвату і локалізації феро- та парамагнітних частинок, але для транспортування їх вона непридатна.

Для цілей, що ставилися в даному проекті, найбільш перспективним є природне середовище з високими магнітними показниками, елементи якого здатні створювати магнітні поля з великими градієнтами та вільно пересуватися під впливом слабкого зовнішнього поля. Мова йде про феритгранатові магнітні плівки з перпендикулярною одноосьовою анізотропією типу “легка вісь” та їх доменні конфігурації.

Методика створення ґраток циліндричних або смугових доменів та способи їх транспортування в таких плівках добре відомі і не потребують значних зусиль [4–7].

У даній статті запропоновано транспортування мікронних і субмікронних пара-, феро- і антиферомагнітних частинок по поверхні феритгранатових плівок з перпендикулярною анізотропією. Технологія вирощування таких монокристалічних систем із заданими магнітними параметрами добре відпрацьована. Також відома методика створення смугових доменів і способи їх переміщення в таких плівках [7–10].

Постановка задачі

Задача, що розв'язувалася в статті, полягала у вивченні принципової можливості захвату магнітним доменом феро- чи парамагнітної частинки та використання низькоградієнтного зовнішнього поля для керування транспортним процесом.

Вихідні положення

Найбільш зручною для розрахунку розподілу магнітостатичних полів є модель домену з геометричними доменними межами (ДМ). У межах цієї моделі добре відтворюються поля на відстані від домену, що значно перевищує товщину ДМ $\delta \sim 10^{-5}$ см. Таке обмеження можна вважати несуттєвим, коли розміри частинки,

яка взаємодіє з доменом, набагато більші за δ або поверхня феромагнітної плівки закрита шаром із немагнітної речовини з товщиною, більшою за δ .

Для розрахунку полів скористаємося статичним наближенням рівнянь Максвелла:

$$\begin{aligned}\operatorname{div} \mathbf{B} &= 0, \\ \operatorname{rot} \mathbf{H} &= 0,\end{aligned}\quad (1)$$

де \mathbf{H} – напруженість магнітного поля; \mathbf{B} – індукція магнітного поля.

Враховуючи те, що $\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}$ (\mathbf{M} – вектор намагніченості середовища), а напруженість магнітного поля виражається через градієнт від магнітостатичного потенціалу $\mathbf{H} = -\nabla\psi$, зведемо систему рівнянь (1) до одного скалярного рівняння

$$\Delta\psi = -4\pi\operatorname{div} \mathbf{M}. \quad (2)$$

Рівняння (2) дає можливість визначити потенціал магнітного поля ψ за розподілом намагніченості середовища \mathbf{M} :

$$\psi(\mathbf{r}) = \int_V dV' \frac{\operatorname{div} \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \quad (3)$$

Проте сам розподіл намагніченості безпосередньо залежить від магнітного поля. Таким чином, вектор \mathbf{M} є функціоналом ψ . Це значно ускладнює пошук полів.

Але у випадку, коли ефективне поле, що впливає на намагніченість, значно перевищує магнітостатичне поле, значення ψ можна шукати методом послідовного наближення, вважаючи \mathbf{M} заданою величиною.

Таким чином, можна проводити розрахунки полів для смугового домену в магнітній плівці з одноосьовою перпендикулярною анізотропією при високому факторі якості $Q = \beta/4\pi \gg \gg 1$ (β – константа анізотропії). Магнітні домени в таких системах характеризуються високою стійкістю до впливу зовнішніх полів та малою товщиною доменних меж, що в граничному випадку збігається з моделлю геометричної ДМ.

Отже, розрахуємо магнітне поле поблизу ізолюваного смугового домену (рис. 1).

Розподіл намагніченості, зображений на рис. 1, визначається таким виразом:

$$\begin{aligned}\mathbf{M} &= \mathbf{e}_z M_0 (-1 + 2\Theta(x + D/2)\Theta(D/2 - x)) \times \\ &\times \Theta(z + L/2)\Theta(L/2 - z),\end{aligned}$$

$$\Theta(x) = \begin{cases} 1, & x > 0, \\ 0, & x < 0, \end{cases} \quad (4)$$

де $\Theta(x)$ – тета-функція Хевісайда; \mathbf{e}_i – орти системи координат; M_0 – намагніченість насичення.

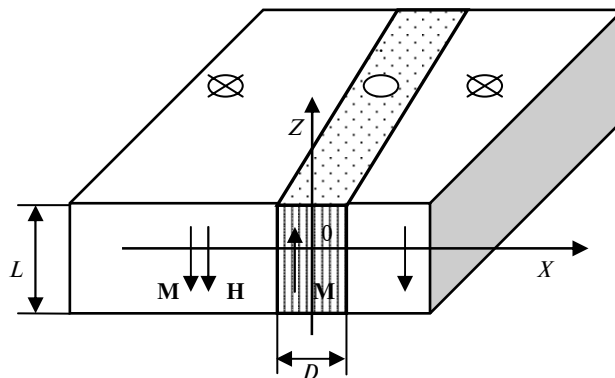


Рис. 1. Фрагмент феритгранатової плівки, що містить смуговий домен: \mathbf{M} – вектор намагніченості матеріалу плівки; \mathbf{H} – зовнішнє магнітне поле; L – товщина плівки; D – ширина домену

Магнітне поле $\mathbf{H} = -\nabla\psi$, зумовлене розподілом намагніченості (4) і розраховане за формулою (3), має такий вигляд:

$$\begin{aligned}H_x &= -2M_0 \ln \left(\frac{(x - D/2)^2 + (z - L/2)^2}{(x - D/2)^2 + (z + L/2)^2} \right) \times \\ &\times \left(\frac{(x + D/2)^2 + (z + L/2)^2}{(x + D/2)^2 + (z - L/2)^2} \right), \\ H_z &= -H_0 + \\ &+ 4M_0 \left(\operatorname{arctg} \left(\frac{x + D/2}{z - L/2} \right) - \operatorname{arctg} \left(\frac{x - D/2}{z - L/2} \right) - \right. \\ &\left. - \operatorname{arctg} \left(\frac{x + D/2}{z + L/2} \right) + \operatorname{arctg} \left(\frac{x - D/2}{z + L/2} \right) \right),\end{aligned} \quad (5)$$

де H_0 – зовнішнє однорідне поле в напрямку Oz .

Як відомо, циліндричні та ізольовані смугові домени можуть існувати в магнітних плівках тільки при наявності перпендикулярного зовнішнього магнітного поля в певному інтервалі значень (див. [3]). При цьому геометричні параметри доменів визначаються амплітудою поля.

Наприклад, для ізольованого смугового домену зв'язок між його шириною та полем визначається співвідношенням

$$H_0/M_0 = 4\pi - 8\operatorname{arctg}(D/L) - 4(D/L) \times \ln(1 + L^2/D^2). \quad (6)$$

Таким чином, на основі співвідношень (5) і (6) існує можливість визначити глибину та геометричні характеристики магнітної пастки для магнітних частинок. Можна показати, що енергія частинки залежить від модуля зовнішнього поля, тому на рис. 2 наведено графік залежності густини енергії магнітного поля:

$$W_H = \frac{\mathbf{H}^2}{8\pi} = \frac{H_x^2 + (H_z - H_0)^2}{8\pi}. \quad (7)$$

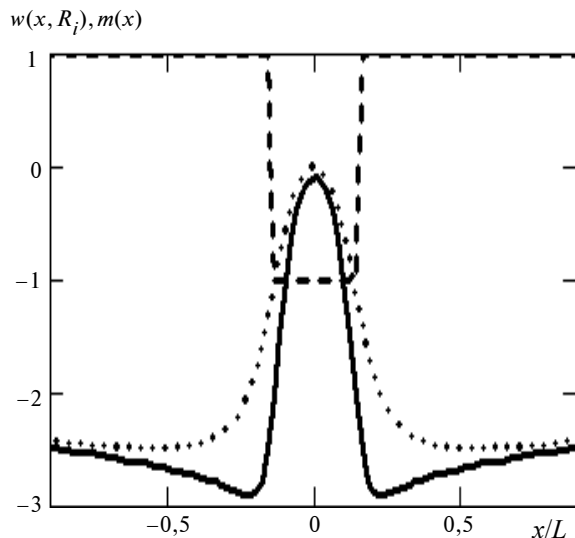


Рис. 2. Розподіл густини енергії магнітного поля $w(x, R_i) = W_H(x, R_i)/M_0^2$ на висоті R_i від поверхні плівки (— — $w(x, R_1)$, — $w(x, R_2)$) і розподіл намагніченості — $m(x) = M_z/M_0$ (— · —) в магнітній плівці; $D = 0,3L$, $R_1 = 0,05L$, $R_2 = 0,1L$

З рис. 2 видно, що із збільшенням відстані до поверхні плівки мінімум функції ($w(x, R_i)$) віддаляється від магнітного домену. Друга важлива деталь полягає в тому, що схил потенціальної ями в напрямку від домену є дуже похилим на відміну від протилежного. Це свідчить про те, що транспортування частинок даною магнітною пасткою слід проводити, штовхаючи їх попереду смугового домену в градієнтному магнітному полі.

Основні теоретичні положення та отримані результати

Після знаходження характеристик поля в околі смугового домену визначимо силу, що діє на частинку під час її транспортування в магнітній пастці смугового домену.

Якщо частинка складається з парамагнітного або суперпарамагнітного матеріалу, то завдяки відносно слабким магнітним властивостям магнітне поле, що створюється нею, не здатне істотно вплинути на розподіл намагніченості в домені. Цю вимогу надалі будемо вважати головною умовою теорії. Для цього достатньо лише, щоб магнітна сприйнятливості матеріалу була малою ($\chi \ll 1$).

Для визначення сили, що діє на парамагнітну частинку, виділимо уявно невеличкий об'єм dv всередині частинки. Потенціальна енергія dU цього об'єму в зовнішньому полі та сила $d\mathbf{F}$, що діють на нього, відповідно становитимуть

$$dU = -(\chi/2)\mathbf{H}^2 dv, \quad (8)$$

$$d\mathbf{F} = -\nabla dU = (\chi/2)\nabla(\mathbf{H}^2)dv,$$

$$\text{де } \nabla = \mathbf{e}_x \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{e}_y \frac{\partial}{\partial y} + \mathbf{e}_z \frac{\partial}{\partial z}.$$

Інтегруючи вираз для сили (8) по об'єму частинки, з урахуванням теореми Гаусса отримуємо результуючу силу, яка діє на частинку збоку зовнішнього магнітного поля:

$$\mathbf{F} = (\chi/2) \oint dS \mathbf{H}^2 \quad \text{або} \quad (9)$$

$$F_i = (\chi/2) \oint dS (\mathbf{n} \cdot \mathbf{e}_i) \cdot \mathbf{H}^2,$$

де \mathbf{n} — вектор нормалі до поверхні, спрямований назовні частинки; \mathbf{e}_i — орти системи координат.

Інтегрування в (9) відбувається по поверхні частинки. Для спрощення наступних розрахунків будемо вважати, що частинка однорідна та має сферичну форму. Тоді вирази для компонент сили (9) набувають вигляду

$$F_i = (\chi R^2/2) \int d\Omega (\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{r}/R) \cdot \mathbf{H}^2, \quad (10)$$

$$d\Omega = d\varphi d\theta \sin \theta.$$

Якщо розглянути вираз (9) для сили, що діє на частинку, то стає зрозумілим фізичний зміст величини $\chi \mathbf{H}^2/2 = P$. Це звичайний тиск,

який діє на поверхню парамагнітної частинки збоку магнітного поля. Коли зовнішнє поле однорідне, тоді результуюча сила дорівнює нулеві. Найбільше значення сили можна отримати в тих місцях простору, де магнітне поле має великі градієнти. З рис. 2 стає зрозумілим, що при віддаленні від межі домену на відстань порядку ширини домену величина \mathbf{H}^2 змінюється майже на сто відсотків. Тому максимальну силу, з якою домен може штовхати частинку, можна оцінити за формулою

$$F_x \approx \left(\frac{\chi R^2 \pi}{2} \right) (\mathbf{H}(D, R)^2 - \mathbf{H}(0, R)^2) \approx \frac{\chi R^2 \pi H_0^2}{2}. \quad (11)$$

На рис. 3 наведені залежності сили, що діє на частинку, від x -проекції центра частинки на вісь Ox .

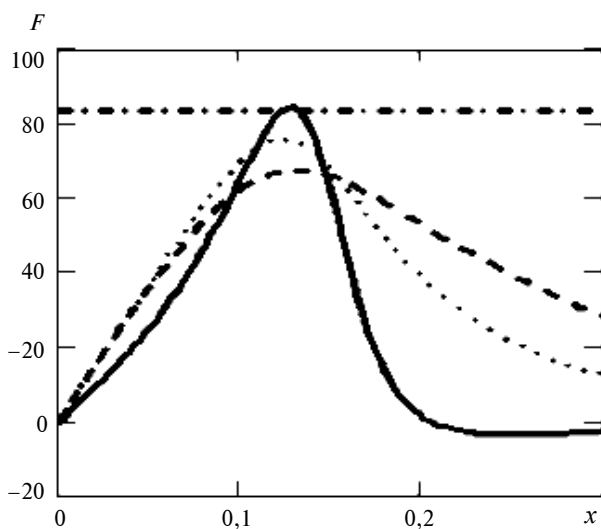


Рис. 3. Залежність компоненти сили $F(x, R_i)$ в напрямку Ox ,

обчисленої за формулою (10), від x : — $\frac{F(x, R_1)}{\chi M^2}$;

..... $\frac{F(x, R_2)}{\chi M^2}$; - - - $\frac{F(x, R_3)}{\chi M^2}$; - · - $\frac{\pi H^2}{2 M^2}$.

Зовнішнє поле: $H_0 \approx 7,3M_0$, $D/L = 0,3$, $R_1/L = 0,05$, $R_2/L = 0,1$, $R_3/L = 0,15$

Проте розрахунку сили F_x ще недостатньо для визначення умов транспортування частинки смуговим доменом. Дійсно, на частинку діє ще сила тертя, величина якої пропорційна сумі сили тяжіння та сили F_z збоку магнітного поля (рис. 4).

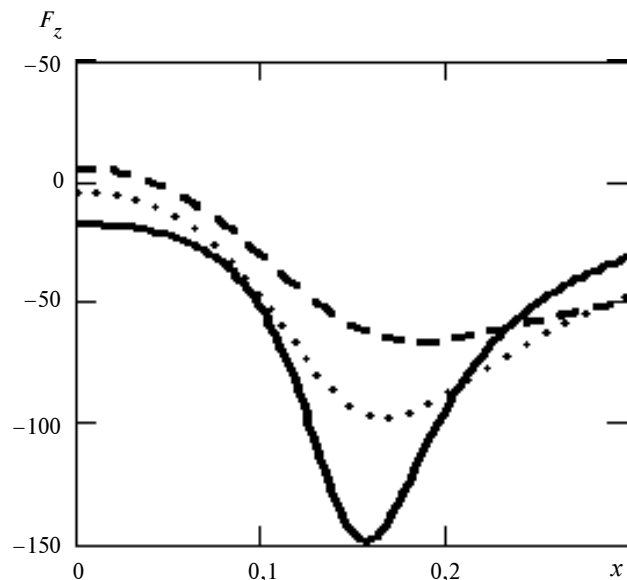


Рис. 4. Залежність компоненти сили $F_z(x, R_i)$ в напрямку Oz ,

обчисленої за формулою (10): — $\frac{F_z(x, R_1)}{\chi M^2}$;

..... $\frac{F_z(x, R_2)}{\chi M^2}$; - - - $\frac{F_z(x, R_3)}{\chi M^2}$. Зовнішнє поле:

$H_0 \approx 7,3M_0$, $D/L = 0,3$, $R_1/L = 0,05$, $R_2/L = 0,1$, $R_3/L = 0,15$

Таким чином, парамагнітна частинка може бути транспортована доменом, якщо в деякій точці x над поверхнею плівки виконуватиметься умова

$$F_x(x, R) > k(-F_z(x, R) + mg), \quad (12)$$

де k — коефіцієнт тертя.

Співвідношення (12) з використанням (10) можна подати в більш зручному безрозмірному вигляді:

$$\Phi(x, R, H_0, k) > \frac{8}{3} \frac{\rho g R}{\chi H_0^2}, \quad (13)$$

$$\text{де } \Phi(x, R, H_0, k) = \frac{2}{\pi} \int d\Omega \left(\frac{\mathbf{H}^2}{H_0^2} \right) \left(\frac{\cos \varphi \sin \theta}{k} + \cos \theta \right).$$

Функцію $\Phi(x, R, H_0, k)$ можна розглядати як відносний тиск на частинку збоку магнітного поля. Її графік наведено на рис. 5.

Із співвідношення (13) випливає, що транспортування частинки можливе, коли існує область з додатним значенням відносного тиску $\Phi(x, R, H_0, k)$, яке перевищує значення $\frac{8}{3} \frac{\rho g R}{\chi H_0^2}$.

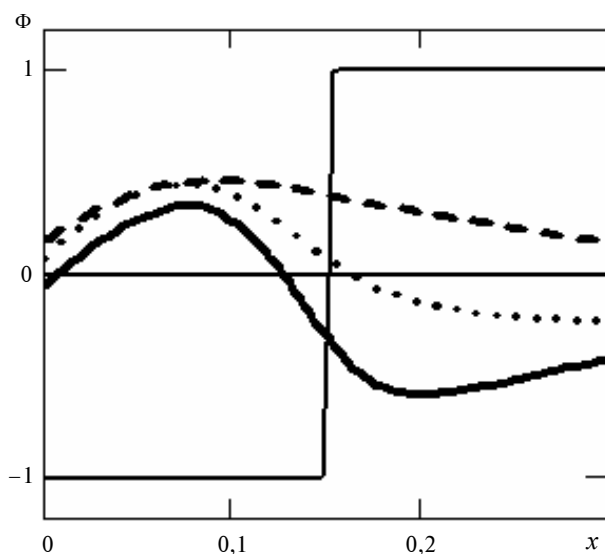


Рис. 5. Залежність відносного тиску $\Phi(x, R, H_0, k)$ від координати x : — $\Phi(x, R_1, H, k)$; $\Phi(x, R_2, H, k)$; - - - $\Phi(x, R_3, H, k)$; — $m(x)$. Зовнішнє поле: $H_0 \approx 7,3M_0$, $D/L = 0,3$, $R_1/L = 0,05$, $R_2/L = 0,1$, $R_3/L = 0,15$, $k = 1$

Виходячи з того, що в зовнішніх полях, при яких справджуються умови $D/L \ll 1$, значення відносного тиску не перевищує одиницю ($\Phi(x, R, H_0, k) < 1$), сформулюємо простий кри-

терій можливості транспортування парамагнітної частинки смуговим доменом, що рухається:

$$\frac{\chi H_0^2}{2k} > \frac{4}{3} \rho g R. \quad (14)$$

Висновки

Дослідження показали принципову можливість використання елементів доменної структури для транспортування мікрочастинок по поверхні феритгранатової плівки.

Розраховано оптимальні параметри магнітного поля і матеріалу частинок, що транспортуються. Із зменшенням розмірів частинок умови їх транспортування покращуються. Оцінки показують, що транспортуватися можуть пара- та феромагнітні частинки мікронної та субмікронної величини.

Застосування даної методики для нанорозмірних частинок ускладнюється через недостатньо точне їх позиціонування в околі смугового домену.

Результати досліджень дають змогу підготуватися та провести експериментальні дослідження із транспортування пара- та феромагнітних частинок елементами доменних структур.

Ю.И. Джежеря, А.П. Кузь, Н.П. Дроба

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ДОМЕННЫХ СТРУКТУР ФЕРРИТГРАНАТОВЫХ ПЛЕНОК В ТРАНСПОРТИРОВКЕ МАГНИТНЫХ МИКРОЧАСТИЦ

Теоретически предусмотрена и экспериментально подтверждена концепция перемещения микронных и субмикронных магнитных частиц по поверхности ферритгранатовых пленок в поле рассеивания движущегося изолированного полосового домена. Показано, что в силу особенностей распределения полей рассеивания магнитные частицы можно перемещать проталкиванием перед движущимся доменом.

Yu.I. Djejerja, O.P. Kuz, N.P. Droba

USING THE ELEMENTS OF DOMAIN STRUCTURES OF IRON GARNET FILMS WHILE TRANSPORTING MAGNETIC MICROPARTICLES

This study theorizes and experimentally tests the concept of movement of micron- and submicron magnetic particles along the surface of iron garnet films in the field of dispersal of isolated moving strip domain. We show that magnetic particles can be moved by pushing them to the position in front of the moving domain due to the specificity of fields' distribution.

- Fields by High-anisotropy Permanent Magnets // J. of Magnetic Materials. — 2004. — **281**. — P. 326–335.
3. *Samofalov V.N., Ravlik A.G., Belozorov D.P., Avramenko B.A.* Strong Magnetic Stray Fields in System of Highly Anisotropic Magnets // The Physics of Metals and Metalloraphy. — 2004. — **97**. — P. 235–243.
 4. *Helseth L.E., Fischer T.M., Johansen T.H.* Domain Wall Tip for Manipulation of Magnetic Particles // Physical Review Letters. — 2003. — **91**, N 20. — P. 208–302.
 5. *Helseth L.E., Fischer T.M., Johansen T.H.* Paramagnetic beads surfing on domain walls // Physical Review E. — 2003. — **67**. — P. 401.
 6. *Bobeck A.H.* // Bell Syst. Tech. Journ. — 1967. — **46**. — P. 901.
 7. *О'Делл.* Магнитные домены высокой подвижности. — М.: Мир, 1978. — 198 с.
 8. *Бобек Э., Делла-Торре Э.* Цилиндрические магнитные домены. — М.: Энергия, 1977. — 192 с.
 9. *Барьяхтар В.Г., Горобец Ю.И.* Цилиндрические магнитные домены и их решетки. — К.: Наук. думка, 1988. — 168 с.
 10. *Эшленфельдер А.* Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. — М.: Мир, 1983. — 496 с.

Рекомендована Радою
фізико-математичного факультету
НТУУ "КПІ"

Надійшла до редакції
29 вересня 2009 року